# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU MERCREDI 4 AVRIL 1945.

PRÉSIDENCE DE M. MAURICE CAULLERY.




---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

### DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Ministre de l'Éducation Nationale** adresse ampliation du décret, en date du 22 février 1945, portant approbation de l'élection que l'Académie a faite de M. **Albert Michel-Lévy** pour occuper, dans la Section de Minéralogie, la place vacante par le décès de M. *Charles Barrois*.

Il est donné lecture de ce décret.

M. le **Président** s'exprime en ces termes :

Mes chers Confrères,

J'ai la tristesse de vous faire part de la mort de notre Confrère, **Alexandre Guilliermond**, survenue à Lyon le 1^er avril 1945.

**Guilliermond Marie-Antoine-Alexandre** était né à Lyon, le 19 août 1876. Docteur ès sciences en 1913, il était chargé cette même année d'un cours de Botanique agricole à la Faculté des sciences de Lyon; nommé en 1913 maître de conférences de botanique P. C. N. à la Faculté des Sciences de Paris, il devint en 1927 professeur sans chaire, puis, quelques années plus tard, professeur titulaire à cette même Faculté. Il était élu Membre de la Section de Botanique de notre Académie le 21 janvier 1935.

L'œuvre scientifique de Guilliermond se rapporte presque entièrement à la Cryptogamie et à la Cytologie végétale, mais elle a eu des répercussions sur le développement de la Cytologie générale. Il nous apprend lui-même que, s'il a orienté ses études vers la Botanique, c'est parce que cette partie de la science lui paraissait plus propre à éclairer certains problèmes de la Biologie générale que l'étude plus complexe des animaux.

Les premiers travaux de Guilliermond, à partir de 1900, sont consacrés aux Ascomycètes et spécialement aux levures. A cette époque on admettait généralement que les levures avaient une structure très primitive, semblable à celle des bactéries, d'où une grande incertitude touchant la nature de ces organismes. Guilliermond démontre que les cellules des levures présentent une structure identique à celle des champignons les mieux caractérisés : un noyau avec une

structure typique contenu dans un cytoplasme homogène, au sein duquel est une grande vacuole renfermant de nombreux corpuscules, que Guilliermond a pu identifier avec les corpuscules métachromatiques découverts par Babès chez les bactéries. Il démontre que ces corpuscules, dont on ignorait la signification physiologique, représentent des produits de réserve. Mais la découverte la plus importante de Guilliermond sur ce sujet est celle d'un phénomène de sexualité présenté par les levures. Il démontre l'existence, dans quelques espèces de levures se multipliant par cloisonnement, d'une copulation isogamique précédant la formation de l'asque; dans d'autres espèces, se multipliant par bourgeonnement, la copulation peut présenter tous les intermédiaires entre l'isogamie et l'hétérogamie la plus accentuée; dans d'autres espèces encore, les asques se produisent sans qu'il y ait de fécondation préalable, révélant ainsi un phénomène de parthénogenèse; enfin la copulation peut être reportée au stade ultérieur de la germination des spores. Par l'ensemble de ces recherches le problème de l'origine des levures, soulevé par Pasteur, s'est trouvé résolu d'une manière définitive, grâce précisément à la découverte de leur sexualité.

Les résultats de Guilliermond, très rapidement confirmés, lui valurent une grande notoriété. Il fut chargé à différentes reprises de l'étude du développement de nombreuses formes nouvelles de levures pathogènes. Il a résumé toutes les connaissances acquises sur ce groupe de Champignons dans un livre devenu vite classique; il n'est d'autre part pas de traités français, ou étrangers, s'occupant des levures dans lesquels les découvertes de Guilliermond ne soient largement mises à profit. Plusieurs années plus tard, deux espèces particulières de levures, *Saccharomyces paradoxus* et *Zygosaccharomyces japonicus*, parurent à certains botanistes présenter dans leur évolution des phénomènes ne rentrant pas dans le cadre des faits observés par Guilliermond. Reprenant l'étude de ces deux espèces et suivant au microscope leur développement dans des chambres de van Tieghem, Guilliermond démontra qu'on avait mal interprété les phénomènes observés et des travaux ultérieurs ont confirmé sa manière de voir.

A côté de ces travaux sur les levures, il conviendrait de signaler des résultats importants obtenus par Guilliermond sur différentes classes d'Ascomycètes, en particulier les Endomycétacées, dont il mit en évidence la grande parenté avec les levures en ce qui concerne la formation des asques. Signalons encore l'étude d'un Champignon parasite du cotonnier : c'est un Champignon archaïque dont le développement présente des traits très particuliers. Tous ces travaux ont permis à Guilliermond de formuler, sur la phylogénie des Ascomycètes, une théorie qui complète celle qu'il avait établie pour les levures.

L'ensemble de ces travaux très personnels s'enchaînant logiquement avait complètement renouvelé un important chapitre de la Mycologie : il suffisait amplement pour assurer à Guilliermond une place de premier plan parmi les botanistes. Cependant ce n'est peut-être pas par eux qu'il est le plus connu.

Son nom est en effet lié, d'une manière particulièrement étroite, à celui de certains constituants du cytoplasme, les mitochondries. Au moment où Guilliermond allait aborder des recherches relatives aux végétaux supérieurs, différents cytologistes, dont MM. Fauré-Frémiet et Regaud en France, venaient de démontrer l'existence dans toute cellule animale de petits organites caractérisés par un ensemble de propriétés histochimiques très spéciales; mais, en ce qui concerne la cellule végétale, on ne connaissait presque rien sur ces constituants, dont l'ensemble avait reçu le nom de *chondriome*. Guilliermond, dès ses premières recherches, a pu démontrer la présence constante, dans les cellules végétales les plus diverses, d'éléments en tout semblables aux mitochondries animales; mais, fait beaucoup plus important, il ne tarda pas à mettre en évidence que la chlorophylle, les pigments carotiniens et xantophylliens, le grain d'amidon se constituent à partir de ces mitochondries. Cette découverte venait confirmer les vues anciennes de Schimper sur l'existence, chez les végétaux chlorophylliens, de petits corps, les plastes, capables d'élaborer à leur intérieur de l'amidon et divers pigments, mais il manquait à Schimper, pour que ses vues obtinssent l'adhésion unanime, une méthode permettant de fixer et de colorer les plastes. Guilliermond a pu combler cette lacune et fournir pour la première fois une démonstration rigoureuse de l'existence des plastes et de leur identité avec les mitochondries, dont les formes et l'évolution étaient restées mal connues.

L'ensemble des travaux de Guilliermond sur les mitochondries constitue une œuvre des plus importantes. L'auteur s'y est constamment efforcé de contrôler les résultats obtenus à l'aide de méthodes de coloration après fixation, au développement desquelles il a fortement contribué; il a pu ainsi se rendre compte de la valeur réelle de chaque fixateur et éliminer ceux qui détruisent les lipoïdes dont sont constituées les mitochondries. Des recherches récentes sur la cellule animale à l'aide de cultures de tissus ont confirmé les résultats obtenus dans cette voie par Guilliermond.

Les recherches précédentes ont naturellement conduit Guilliermond à des observations relatives au système vasculaire des végétaux. Contentons-nous de signaler la solution d'un important problème de cytologie générale. Golgi avait mis en évidence, dans les cellules nerveuses, un réseau (appareil réticulaire de Golgi), qui fut retrouvé ensuite dans la plupart des cellules animales; on doit d'autre part à Holmgren la découverte, dans beaucoup de cellules, d'un système de canalicules incolores auquel son nom est resté attaché. Guilliermond a pu montrer que ces deux appareils représentent une seule et même formation obtenue l'une en positif, l'autre en négatif, et correspondant à un vacuome semblable à celui de la cellule végétale. Ce résultat a suscité de nombreux travaux, auxquels se rattachent les noms de Parat, J. Painlevé, Corti etc.

Il y aurait à signaler encore de nombreux travaux se rapportant à la cytologie des végétaux supérieurs; l'emploi de l'ultramicroscope pour l'analyse

du contenu cellulaire lui a fourni d'autre part d'intéressantes observations se reliant d'heureuse façon à celles dues à notre Confrère Lapicque sur certains éléments végétaux, et à MM. Mayer, Schaeffer et Fauré-Frémiet sur les cellules animales.

L'activité scientifique de Guilliermond ne se mesure pas seulement par ses travaux personnels, mais aussi par ceux qu'il a inspirés. Jusqu'à l'occupation de 1940, son laboratoire a constitué un centre important de recherches; des centaines de publications en sont sorties; parmi leurs auteurs plusieurs jeunes savants étrangers sont venus s'initier auprès de Guilliermond aux méthodes cytologiques; un grand nombre étaient des assistants d'Universités étrangères, de Prague, de Varsovie, d'Utrecht, de Buenos-Ayres etc.

En dehors de la direction de son laboratoire, Guilliermond a entrepris une autre tâche, la publication d'un Ouvrage qui manquait jusqu'alors; il s'agit d'un traité de Cytologie, qui a paru en 1934. Conçu par Guilliermond, il a été rédigé en majeure partie par lui, MM. Mangenot et Plantefol s'étant chargés respectivement du chapitre relatif au noyau et de celui relatif à la physiologie cellulaire. Ce traité, qui comprend 1090 pages et 464 figures, a reçu l'accueil le plus enthousiaste du monde scientifique français et étranger. Il constitue une vaste synthèse, remarquable par l'abondance des matériaux étudiés et par l'unité harmonieuse qui les relie. C'est le premier traité de Cytologie dans lequel la morphologie et la physiologie occupent le même rang et sont considérées comme aussi importantes l'une que l'autre pour la connaissance de la cellule. C'est un monument qui fait le plus grand honneur à la science française.

Guilliermond avait gagné rapidement l'estime de tous ses Confrères. Sous un aspect un peu austère et réservé, il cachait une sensibilité profonde, à laquelle peut-être devons-nous attribuer sa décision, à laquelle il s'est tenu fermement, de ne pas prendre part à nos travaux tant que Paris serait soumis à l'occupation étrangère. Avec lui la France perd un grand savant. Au nom de l'Académie des sciences, j'adresse à Madame Guilliermond et à sa famille l'expression de notre profond regret et nos condoléances émues.

M. le **Secrétaire perpétuel** dépose sur le Bureau de l'Académie une brochure intitulée *Jubilé scientifique de M. Camille Gutton, célébré dans la salle des Congrès du Ministère des P. T. T. le* 10 *juin* 1944.

## CORRESPONDANCE.

LOGIQUE MATHÉMATIQUE. — *Rapports entre le calcul des problèmes et le calcul des propositions.* Note (¹) de Mme **Paulette Destouches-Février.**

1. Soit une théorie déductive Th dont les règles de raisonnement constituent une logique L qui contient un calcul des propositions caractérisé par

(¹) Séance du 15 janvier 1945.

les opérations &, $\vee$, $\rightarrow$, $\sim$, et un calcul de problèmes $\mathcal{C}$ défini à la manière de A. Kolmogoroff [2]. Si l'on considère des problèmes formulables dans la théorie Th, les règles du calcul des problèmes ne peuvent être indépendantes des règles de la logique L.

2. Une première liaison, dite *faible*, peut être établie en précisant la forme de problèmes particuliers et les conditions de leur résolution.

Axiome 1. — *Montrer que la proposition p est vraie dans* Th *est un problème;* il sera désigné par $\mathrm{Pb}(p)$.

Axiome 2. — *Le problème* $\mathrm{Pb}(p)$ *est dit résolu si l'on a établi la vérité de p.*

Les opérations &, $\vee$ seront liées à $\wedge$, $\vee$ si l'on précise leur définition pour des problèmes particuliers; nous admettrons :

Axiome 3. — $\mathrm{Pb}(p) \wedge \mathrm{Pb}(q) =_d \mathrm{Pb}(p \,\&\, q)$.

Axiome 4. — $\mathrm{Pb}(p) \vee \mathrm{Pb}(q) =_d \mathrm{Pb}(p \vee q)$.

Axiome 5. — $\mathrm{Pb}(p) \supset \mathrm{Pb}(q) . \supset . \mathrm{Pb}(p \rightarrow q)$.

Le signe $\supset$ correspond à un enchaînement de fait (enchaînement effectivement établi de problèmes), le signe $\rightarrow$ à un enchaînement de droit (enchaînement idéal de propositions).

3. On peut ne pas savoir résoudre un problème P, ni savoir montrer que, supposant P résolu, une contradiction en résulte; le principe du tiers exclu pour les problèmes est à rejeter sous peine d'inadéquation. La définition de $\neg$P semble conduire à identifier $\neg \mathrm{Pb}(p)$ avec $\mathrm{Pb}(p . \rightarrow . q \,\&\, \sim q)$, mais en logique classique on aurait alors le principe du tiers exclu pour $\mathrm{Pb}(p)$; au contraire $\neg$P doit être défini comme *montrer qu'une contradiction se ramène à la solution de* P, soit D*f* : $\neg \mathrm{P} =_d \mathrm{P} \supset \mathrm{Pb}(q \,\&\, \sim q)$.

En y remplaçant P par $\mathrm{Pb}(p)$, d'après l'axiome 5, on a :

Théorème 1. — $\neg \mathrm{Pb}(p) \supset \mathrm{Pb}(p . \rightarrow . q \,\&\, \sim q)$.

4. Par récurrence sur la construction de problèmes on établit :

Théorème 2. — *A toute formule précédée du signe* $\vdash$ *du calcul des problèmes correspond une formule de même forme identiquement vraie dans le calcul des propositions, les signes* $\wedge$, $\vee$, $\supset$, $\neg$ *étant remplacés par* &, $\vee$, $\rightarrow$, $\sim$. *Par contre il peut exister des formules, identiquement vraies dans le calcul des propositions, n'ayant pas de formules correspondantes précédées du signe* $\vdash$ *dans le calcul des problèmes;* en résumé *le calcul des propositions est au moins aussi fort que le calcul des problèmes qui lui est associé.*

Théorème 3. — *Le calcul des problèmes le plus fort est celui défini par Kolmogoroff. Le calcul des problèmes associé à la logique classique* $L_0$ *est celui défini par Kolmogoroff.*

Un calcul des propositions peut être isomorphe au calcul des problèmes qui lui est associé; on voit alors que :

Théorème 4. — *La logique la plus forte isomorphe au calcul des problèmes qui*

---

[2] *Math. Zeits.*, 35, 1932, pp. 58-63.

*lui est associé est la logique intuitioniste de Heyting* (3). *Le calcul des problèmes est alors celui défini par Kolmogoroff. Tout calcul des propositions au moins aussi faible que la logique intuitioniste peut être pris isomorphe à un calcul des problèmes*.

La logique intuitioniste est la plus forte de celles dans lesquelles les enchaînements idéaux, signe $\rightarrow$, suivent les mêmes règles que les enchaînements établis effectivement. Il convient d'adopter un tel point de vue dans les cas suivants : 1° on pose que n'est vrai que ce qui est effectivement démontré ou que n'est vrai en droit que ce qui est vrai en fait; 2° on pose que les enchaînements idéaux résultent d'intentions de répétitions indéfinies d'enchaînements effectifs; 3° on considère des propositions portant sur des éléments en devenir et non pas seulement sur des éléments posés comme existant en soi objectivement. Du théorème 4 et des remarques qui le suivent on peut tirer une interprétation nouvelle des mathématiques intuitionistes.

5. On peut établir une liaison plus étroite, dite *forte*, entre le calcul des propositions et celui des problèmes si l'on admet à la place des axiomes 3 et 4 :

AXIOME 3*b*. — *La solution d'un problème résolu* P *est une proposition vraie*, elle sera désignée par $s(\mathrm{P})$.

AXIOME 4*b*. — *Entre les fonctions s et* Pb *on a les relations*

$$\mathrm{Pb}(s(\mathrm{P}))=\mathrm{P}, \qquad s(\mathrm{Pb}(p))\equiv p,$$

*le signe = signifiant que les deux problèmes sont non distincts.*

On peut alors définir les signes $\wedge$ et $\vee$ à partir de & et $\vee$ et inversement.

On peut définir une implication forte $\supset$ entre propositions, ainsi qu'une négation forte $\urcorner$ par

$$p \supset q =_d s(\mathrm{Pb}(p) \supset \mathrm{Pb}(q)), \qquad \urcorner p =_d s(\urcorner \mathrm{Pb}(p)).$$

De l'axiome 5 on tire alors

th. 6 $$p \supset q . \supset . p \rightarrow q, \qquad \urcorner p : \supset : p . \rightarrow . q \,\&\, \sim q.$$

On établit ainsi un isomorphisme entre le calcul des problèmes et le calcul des propositions considéré par rapport aux opérations &, $\vee$, $\supset$, $\urcorner$. Les signes $\rightarrow$ et $\sim$ pouvant satisfaire à des règles supplémentaires auxquelles n'obéissent pas les signes $\supset$ et $\urcorner$.

Ces considérations s'étendent au cas des fonctions propositionnelles. Elles sont valables dans toute logique, même dans celles de complémentarité; dans ce cas il y a des problèmes incompatibles et des problèmes absurdes dans une théorie Th.

---

(3) A. HEYTING, *S. B. preuss. Akad. Wiss.*, 1930, pp. 57-71 et 158-169.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur les ensembles de fonctions d'ondes possibles correspondant à des conditions initiales mal déterminées.* Note (¹) de M^lle **Cécile Morette**.

En cherchant à établir les lois d'une mécanique ondulatoire statistique, c'est-à-dire d'une mécanique qui régit le mouvement d'un système de corpuscules obéissant aux lois d'une mécanique ondulatoire, sous des conditions initiales assez indéterminées, nous avons été conduite, à la suite d'un exposé de M. Destouches (²), à résoudre le problème suivant :

Soit un système S de corpuscules auquel correspond, à partir d'une mesure initiale, un ensemble de fonctions d'ondes initiales possibles; l'évolution de la fonction d'ondes attachée au système est parfaitement connue, si l'on connaît la fonction d'ondes $\psi_0$ à l'instant initial; $\psi_0$ fait partie d'un ensemble continu. Plus précisément, nous nous sommes bornée au cas suivant : la grandeur mesurée pour déterminer la fonction d'ondes est l'énergie, mais, du fait de l'imprécision de la mesure, ou du fait d'un phénomène de dégénérescence, $n$ valeurs sont possibles pour l'énergie : $E_1, \ldots, E_j, \ldots, E_n$, distincts ou non, correspondant à $n$ fonctions de base linéairement indépendantes. Dans ce cas

$$\overrightarrow{\psi(t)} = \sum_{i=1}^{n} a_{j0}\, e^{\frac{2\pi i}{h} E\, t}\, \overrightarrow{\psi_{j0}},$$

les $\overrightarrow{\psi_{j0}}$ sont les vecteurs de base de $\overrightarrow{\psi_0}$, soit $\overrightarrow{\psi_0} = \sum_{j=1}^{n} a_{j0} \overrightarrow{\psi_{j0}}$ et les $a_{j0}$ sont des nombres complexes inconnus; ils sont liés par la condition de normalisation

$$\sum_{j=1}^{n} |a_{j0}|^2 = 1.$$

A. *Étude de l'ensemble des trajectoires de* $\psi(t)$. — L'évolution de $\psi(t)$ peut être représentée par le mouvement d'un point dans l'espace de Hilbert, qui ici se réduit à un espace unitaire; l'ensemble des mouvements de ces points a les propriétés suivantes : 1° on a un ensemble de systèmes multipériodiques séparables; 2° il y a stabilité à la Poisson; 3° le lieu des trajectoires de $\psi(t)$ est une hypersphère $S_n$ de rayon 1; l'ensemble des trajectoires de $\psi(t)$ est dense partout ou non, sur une certaine région, suivant que les différentes valeurs $E_j$, $E_k$ sont incommensurables ou non. Dans les cas simples, $E_j$, $E_k$ sont le plus souvent commensurables, le mouvement est alors périodique; 4° la surface $S_n$ est métriquement intransitive.

---

(¹) Séance du 15 mai 1944.

(²) Conférence de M. Destouches, faite au Séminaire de Calcul des Probabilités de M. Fréchet, en février 1944.

B. *Étude statistique des mouvements de* $\psi(t)$. — 1° En vertu d'un théorème de Dirac-Fock ([3]), on peut définir une extension en phase $(\Gamma_{2n})$ comme étant le produit cartésien de la multiplicité $\mathfrak{M}_n$ où se déplace $\psi(t)$ par la multiplicité $(h/2\pi i)\mathfrak{M}_n^*$ ($\mathfrak{M}_n^*$ étant la multiplicité obtenue en faisant correspondre à chaque point de $\mathfrak{M}_n$ son imaginaire conjugué). Étant donné que la vitesse de $\psi(t)$ est déterminée à chaque instant par le point de la trajectoire que parcourt $\psi(t)$, le point représentatif de $\psi(t)$ ne décrira dans $(\Gamma_{2n})$ qu'une multiplicité complexe à $n$ dimensions. On ne peut donc pas parler de volume d'extension en phase; on peut cependant établir un théorème analogue au théorème de Liouville, à savoir l'invariance de

$$\Phi = \left(\frac{h}{\pi}\right)^n \underbrace{\int \cdots \int}_{2n} \left(\frac{1}{2i}\right)^n da_j\, da_j^*$$

lors d'un changement de coordonnées [les $a_j$ sont les coordonnées dans $\mathfrak{M}_n$, les $(h/2\pi i)\,a_j^*$ les coordonnées dans $(h/2\pi i)\,\mathfrak{M}_n^*$] et invariance de $\Phi$ au cours du temps. 2° Il faut pondérer l'ensemble des mouvements possibles de $\psi(t)$ en définissant une densité de probabilité $\rho(M_0)$ sur $S_{2n}$, hypersphère réelle correspondant à $S_n$; et non en attachant une loi de probabilité aux $a_{j0}$, ceci pour deux raisons : *a.* les $a_{j0}$ ne sont pas indépendants; *b.* une répartition uniforme ne doit pas concerner les $a_{j0}$ mais les $|a_{j0}|^2$. En opérant ainsi, on trouve effectivement, lors d'une répartition uniforme, $\Pr(E = E_j) = 1/n$. 3° Le système n'est pas ergodique.

C. *Application aux probabilités des grandeurs liées au système* S. — Pour calculer les probabilités moyennes, on ne doit pas considérer une fonction d'ondes moyenne, car ce ne sont pas les coordonnées de $\psi(t)$, mais les carrés des modules des coordonnées de $\psi(t)$ qui donnent les probabilités cherchées [$\psi(t)$ étant rapporté à un système de base convenable]. Soient $\beta_k$ les valeurs propres d'une grandeur B liée au système, $b_{jk0}$ les coefficients du développement de $\psi_{j0}$ suivant les fonctions propres de B, et soit $d\sigma$ l'élément d'aire sur $S_{2n}$, alors

$$\varpi_k = \Pr(B = \beta_k \text{ à } t) = \int_{S_{2n}} \left| \sum_{j=1}^{n} a_{j0}\, b_{jk0}\, e^{\frac{2\pi i}{h}E_j t} \right|^2 \rho(M_0)\, d\sigma.$$

La limite de la moyenne dans le temps de $\varpi_k$, lorsque l'intervalle de temps sur lequel porte la moyenne tend vers l'infini, est

$$\lim_{(t_2-t_1)\to\infty} \mathfrak{M}(\varpi_k) = \int_{S_{2n}} \sum_{j=1}^{n} |a_{j0}|^2\, |b_{jk0}|^2 \rho(M_0)\, d\sigma.$$

---

([3]) J.-L. Destouches, *Thèse*, Paris, 1933; *Annales de Physique*, juillet 1934.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur les états de masse des corpuscules de spin quelconque.* Note de M. **Gérard Petiau**.

L'étude des interactions nucléaires semble conduire à l'hypothèse de l'existence de masses différentes pour les mésons vectoriels et pseudoscalaires. On peut se demander comment cette hypothèse est conciliable avec la théorie des corpuscules de spin quelconque représentés par les solutions $\Phi_{i_1, i_2, \ldots, i_n}$ des équations d'ondes du type que nous avons étudié à plusieurs reprises, de la forme

$$(1)\quad \left[\left(\frac{h}{2\pi i}\frac{1}{c}\partial_t\right)\left(\frac{1}{n}\sum_{r=1}^{n}\alpha_4^{(1)}\ldots\alpha_0^{(r)}\ldots\alpha_4^{(n)}\right) + \sum_p\left(-\frac{h}{2\pi i}\partial_p\right)\left(\frac{1}{n}\sum_{r=1}^{n}\alpha_4^{(1)}\ldots\alpha_p^{(r)}\ldots\alpha_4^{(n)}\right) + m_0 c\,\alpha_4^{(1)}\ldots\alpha_4^{(n)}\right]\Phi_{i_1, i_2, \ldots, i_n} = 0.$$

Posant

$$\Box = \left(\frac{h}{2\pi i}\frac{1}{c}\partial_t\right)^2 - \left(-\frac{h}{2\pi i}\partial_p\right)^2,$$

les solutions du système (1) satisfont aux équations

$$(2)\quad (\Box - m_0^2c^2)\left(\Box - \left(\frac{n}{n-2}m_0 c\right)^2\right)\ldots\left(\Box - \left(\frac{n}{2}m_0 c\right)^2\right)\Phi_{i_1, \ldots, i_n} = 0 \qquad \text{si } n \text{ est pair.}$$

$$(3)\quad (\Box - m_0^2c^2)\left(\Box - \left(\frac{n}{n-2}m_0 c\right)^2\right)\ldots\left(\Box - (n m_0 c)^2\right)\Phi_{i_1, \ldots, i_n} = 0 \qquad \text{si } n \text{ est impair.}$$

Par suite les solutions de (1) peuvent être considérées comme appartenant à des états d'un même corpuscule de masses $m_0$, $(n/n-2)m_0$, ..., $(n/2)m_0$ ou $m_0$, $(n/n-2)m_0$, ..., $nm_0$ suivant que $n$ est pair ou impair, ces états évoluant indépendamment et étant définis individuellement par les données simultanées de l'équation (1) et d'une équation de la forme

$$\left[\Box - \left(\frac{n}{n-2p}m_0 c\right)^2\right]\Phi_{i_1, \ldots, i_n} = 0 \qquad (0 \leqq 2p \leqq n-1).$$

Le corpuscule dans l'état de masse $m_p = m_0\,(n/n-2p)$ se répartit dans le système propre entre des états de spin total et à chacun de ces états de spin correspond un groupe d'équations formant un système irréductible. Par suite la donnée d'un état de spin total ne suffit pas, à partir de l'équation (1) seule, à déterminer l'état de masse.

Le spin total maximum correspondant à l'équation (1) est $S = n(h/4\pi)$ et les états de spin total sont de la forme $s = (n-2k)(h/4\pi)(0 \leqq 2k \leqq n)$. Ces états de spin total se retrouveront avec des multiplicités différentes dans les états de masse inférieure ou égale à $(n/n-2k)m_0$, c'est-à-dire pour $0 \leqq p \leqq k$. La donnée de l'état de spin total $s = (n-2k)(h/4\pi)$ conduit donc à la consi-

dération simultanée des états de masse $m_0$, $(n/n-2)m_0$, ..., $(n/n-2k)m_0$.

Nous allons préciser ces considérations dans les cas des corpuscules de spin total maximum $(3/2)(h/2\pi)$ et $2.(h/2\pi)$.

1° Le corpuscule de spin total maximum $(3/2)(h/2\pi)$ est représenté par les solutions $\Phi_{i_1,i_2,i_3}$ de l'équation

$$(5)\qquad \Big[\Big(\frac{h}{2\pi i}\frac{1}{c}\partial_t\Big)\Big(\frac{1}{3}\sum_{r=1}^{3}\alpha_4^{(1)}\alpha_0^{(r)}\ldots\alpha_4^{(3)}\Big) + \sum_p\Big(-\frac{h}{2\pi i}\partial_p\Big)\Big(\frac{1}{3}\sum_{r=1}^{3}\alpha_4^{(1)}\alpha_p^{(r)}\alpha_4^{(3)}\Big) + m_0 c\,\alpha_4^{(1)}\alpha_4^{(2)}\alpha_4^{(3)}\Big]\Phi_{i_1,i_2,i_3}=0,$$

lesquelles satisfont également aux équations

$$(6)\qquad (\square - m_0^2c^2)\big(\square-(3m_0c)^2\big)\Phi_{i_1,i_2,i_3}=0.$$

Les solutions de (5) et de $(\square - m_0^2c^2)\Phi_{i_1,i_2,i_3}=0$ se répartissent entre un état de spin total $(3/2)(h/2\pi)$ et deux états de spin $(1/2)(h/2\pi)$. Les solutions de (5) et de $[\square-(3m_0c)^2]\Phi_{i_1,i_2,i_3}=0$ correspondent à un état de spin $(1/2)(h/2\pi)$.

Si, dans un processus d'interaction, une règle de sélection (par exemple conservation du spin) conduit à écarter les états de spin total $(3/2)(h/2\pi)$, l'interaction considérée se présentera comme un mélange d'interactions par des corpuscules de spin total $(1/2)(h/2\pi)$ et de masses $m_0$ et $3m_0$ avec les poids deux et un.

2° Le corpuscule de spin total maximum $2(h/2\pi)$ est représenté par *toutes les solutions* $\Phi_{i_1,i_2,i_3,i_4}$ de l'équation

$$(7)\qquad \Big[\Big(\frac{h}{2\pi i}\frac{1}{c}\partial_t\Big)\Big(\frac{1}{4}\sum_{r=1}^{4}\alpha_r^{(1)}\ldots\alpha_0^{(r)}\ldots\alpha_4^{(4)}\Big) + \sum_p\Big(-\frac{h}{2\pi i}\partial_p\Big)\Big(\frac{1}{4}\sum_{r=1}^{4}\alpha_4^{(1)}\ldots\alpha_p^{(r)}\ldots\alpha_4^{(4)}\Big) + m_0 c\,\alpha_4^{(1)}\alpha_4^{(2)}\alpha_4^{(3)}\alpha_4^{(4)}\Big]\Phi_{i_1,i_2,i_3,i_4}=0,$$

qui satisfont également aux équations

$$(8)\qquad (\square - m_0^2c^2)\big(\square-(2m_0c)^2\big)\Phi_{i_1,i_2,i_3,i_4}=0.$$

Les solutions de (7) et de $(\square - m_0^2c^2)\Phi_{i_1,i_2,i_3,i_4}=0$ (solutions de Fierz) se répartissent entre un état de spin total $2.(h/2\pi)$, trois états de spin total $h/2\pi$ et deux états de spin total o.

Les solutions de (7) et de $[\square-(2m_0c)^2]\Phi_{i_1,i_2,i_3,i_4}=0$ se répartissent entre deux états de spin total $h/2\pi$ et deux états de spin total o.

Si une règle de sélection écarte l'interaction par les états de spin total $2.(h/2\pi)$, l'interaction par le corpuscule défini par (7) pourra être considérée comme correspondant à une interaction par un corpuscule de spin $h/2\pi$ (pouvant être assimilé à un méson vectoriel) réparti entre les états de masse $m_0$

et $2m_0$ avec les poids 3 et 2, et à une interaction par un corpuscule de spin 0 (méson pseudoscalaire) réparti entre les états de masse $m_0$ et $2m_0$ avec les poids 2 et 2. Dans une théorie comportant simultanément des interactions par les états vectoriels et par les états pseudoscalaires, le méson vectoriel apparaîtra avec la masse moyenne $(7/5)m_0$ et le méson pseudoscalaire avec la masse moyenne $(3/2)m_0$, d'où un rapport entre la masse apparente dans l'état vectoriel et la masse apparente dans l'état pseudoscalaire $\eta = 14/15$.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur quelques points du problème des deux corps en Mécanique ondulatoire relativiste.* Note [1] de M. **Serge Slansky**.

1. De même que les équations de Dirac pour un corpuscule en l'absence de champ ont pour conséquence une équation du second ordre vérifiée par chacune des 4 composantes de la fonction d'ondes, les 16 composantes de la fonction d'ondes d'un système de deux corpuscules *indépendants* vérifient une même équation aux dérivées partielles du quatrième ordre, qu'on peut déduire de la relation qui lie en Dynamique relativiste l'énergie W d'un corpuscule à son impulsion $\vec{P}$ et à sa masse propre $m$. S'il n'y a pas d'interaction, l'énergie du système est la somme des énergies des deux corpuscules

$$W = W_1 + W_2; \tag{1}$$

pour chaque corpuscule on a

$$\frac{W_k^2}{c^2} = p_k^2 + m_k^2 c^2 \qquad (k = 1, 2). \tag{2}$$

Il en résulte la relation

$$\left(\frac{W^2}{c^2} - p_1^2 - p_2^2 - m_1^2 c^2 - m_2^2 c^2\right)^2 - 4\,(p_1^2 + m_1^2 c^2)\,(p_2^2 + m_2^2 c^2) = 0. \tag{3}$$

En remplaçant W, $\vec{p}_1$, $\vec{p}_2$ par les opérateurs qui leur correspondent en Mécanique ondulatoire, nous obtenons l'équation

$$\left\{\left[\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta_1 - \Delta_2 + \frac{4\pi^2}{h^2}c^2(m_1^2 + m_2^2)\right]^2 - 4\left(\Delta_1 + \frac{4\pi^2 c^2}{h^2}m_1^2\right)\left(\Delta_2 + \frac{4\pi^2 c^2}{h^2}m_2^2\right)\right\}\Psi = 0; \tag{4}$$

en posant

$$\Delta_k = \frac{\partial^2}{\partial x_k^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_k^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_k^2} \qquad (k = 1, 2)$$

Donc, s'il n'y a pas d'interaction, les équations d'ondes d'un système de deux corpuscules doivent avoir pour conséquence l'équation (4). On peut vérifier qu'il en est bien ainsi en partant de l'équation d'ondes.

[1] Séance du 19 février 1945.

Il suffit d'appliquer à gauche l'opérateur

$$\left[\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}+\Sigma\alpha_1^{(j)}\frac{\partial}{\partial x_j}+\ldots+\frac{2\pi i c}{h}m_j\alpha_4^{(j)}\right],$$

puis

$$\left[\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}-\Delta_1-\Delta_2+\frac{4\pi^2c^2}{h^2}(m_2^2+m_1^2)\right.$$
$$\left.+2\left(\alpha_1^{(1)}\frac{\partial}{\partial x_1}+\ldots+\frac{2\pi i c}{h}m_1\alpha_4^{(1)}\right)\left(\alpha_1^{(2)}\frac{\partial}{\partial x_2}+\ldots+\frac{2\pi i c}{h}m_2\alpha_4^{(2)}\right)\right].$$

Si les deux corpuscules ne sont pas indépendants, pour avoir l'équation qui remplace dans ce cas l'équation (4), il ne suffit pas, comme on le ferait pour l'équation du premier ordre (5), de remplacer l'opérateur $(h/2\pi i)\,\partial/\partial t$ par $(h/2\pi i)\,\partial/\partial t-\mathrm{R}$, à moins que l'opérateur d'interaction R ne satisfasse certaines relations de commutation.

2. Pour un système de deux corpuscules en Mécanique classique non relativiste, s'il n'y a pas d'actions extérieures, le centre de gravité a un mouvement rectiligne uniforme. La propriété correspondante du centre de gravité en Mécanique ondulatoire est que sa quantité de mouvement est une intégrale première. Mais ici cette propriété est commune à tous les points dont les coordonnées X, Y, Z, sont de la forme

$$\mathrm{X}=ax_1+(1-a)x_2;\qquad \mathrm{Y}=ay_1+(1-a)y_2;\qquad \mathrm{Z}=az_1+(1-a)z_2$$

quel que soit $a$. En appliquant à l'un quelconque de ces points la méthode par laquelle on calcule habituellement la quantité de mouvement du centre de gravité, nous trouvons toujours une quantité de mouvement égale à la quantité de mouvement totale du système, ce qui suffit pour qu'elle soit intégrale première.

En Mécanique ondulatoire *non relativiste*, on peut achever de définir le centre de gravité par la *condition de séparation. En l'absence de champ extérieur, l'hamiltonien du système peut se décomposer en une somme de deux termes, l'un ne contenant que les variables qui décrivent le mouvement du centre de gravité, l'autre indépendant du mouvement du centre de gravité.* On trouve alors qu'il faut que l'on ait $a=m_1/(m_1+m_2)$; $1-a=m_2/(m_1+m_2)$.

En Mécanique ondulatoire relativiste, la condition ne peut généralement pas être satisfaite. D'autre part, si l'on cherche à associer à un système de deux corpuscules un point qui, *du point de vue de la Mécanique relativiste ponctuelle*, aurait une quantité de mouvement égale à la somme de celles des deux corpuscules si on lui attribuait une masse convenable, ce point dépend des vitesses des corpuscules et du choix du repère galiléen de l'observateur. On ne peut donc pas en déduire une définition simple du centre de gravité en Mécanique relativiste.

Nous pouvons conclure des résultats précédents que *le calcul des opérateurs cinétiques du centre de gravité par la méthode du changement de variables n'a pas*

*une signification physique simple*. En Mécanique ondulatoire relativiste, on ne peut pas assimiler la quantité de mouvement du centre de gravité, ainsi calculée, à celle d'un corpuscule qui serait placé en un point ayant un sens physique bien défini, ce qui peut s'expliquer par le fait que, contrairement au cas de la Mécanique ondulatoire simple, deux corpuscules de même type qui viennent se confondre en un seul, qui coïncide alors avec leur centre de gravité, forment un corpuscule d'un type différent.

ASTROPHYSIQUE. — *Sur une application d'une formule de statistique classique à la théorie des naines blanches*. Note [1] de M. **Évry Schatzman**.

Nous avons étudié dans une Note précédente [2] la répartition la plus probable, sous l'influence de la pesanteur, d'un gaz de noyaux. Nous avons implicitement tenu compte des forces électrostatiques, en écrivant que la charge par unité de volume est égale au nombre d'électrons qui s'y trouvent, la répartition du nombre d'électrons se calculant à l'aide de l'équation d'équilibre hydrostatique.

Dans les naines blanches, les conditions physiques sont telles que les atomes sont complètement ionisés et que le gaz de noyaux est indépendant du gaz d'électrons. Nos équations sont donc applicables. L'énergie potentielle $W_{ik}$ est

$$W_{ik}=\int_0^{r_k} m_i g\,dr,$$

et la température T qui figure dans les équations est la température locale.

Nous supposerons, pour les calculs, l'étoile formée d'hydrogène et d'un élément moyen, qui représentera le mélange de Russel. On peut en effet démontrer que, pour un mélange à $A/Z \# 2$ en présence d'hydrogène à $A/Z \# 1$, on peut remplacer le mélange par un élément moyen pour lequel

$$A=\Sigma A_i c_i, \qquad Z=\Sigma Z_i c_i,$$

les $c_i$ étant les concentrations, $A_i$ et $Z_i$ les masses atomiques et numéros atomiques. Pour le mélange de Russel, $A=25,1$; $Z=12,2$.

Nous allons montrer que dans les naines blanches la séparation est quasi complète entre le mélange de Russel et l'hydrogène, et nous allons donner une mesure de cette séparation en définissant une hauteur de mélange. En tout point situé entre les rayons $r_1$ et $r_2$ le produit $n_H n_R$ du nombre d'atomes d'hydrogène par le nombre d'atomes d'espèce R est supérieur à la moitié de sa valeur maximum.

En supposant que le nombre $\mathcal{N}$ d'électrons par unité de volume et la

(1) Séance du 26 février 1945.

(2) *Comptes rendus*, 219, 1944, p. 478.

température T sont constants dans le domaine $r_1 r_2$, on trouve, en posant $Z_2/Z_1 = \alpha$,

$$\Delta r = \frac{\mathcal{R}T}{g}\,\frac{\alpha+1}{A_2-\alpha A_1}\log_e 5{,}82,$$

d'où

$$\boxed{\Delta r = 1{,}50.10^8\,\frac{T}{g}.}$$

Pour une naine blanche typique $T \# 10^7$ degrés, $g \# 10^8$, d'où

$$\Delta r = 1{,}5.10^7,$$

alors que le rayon de l'étoile est $r \# 10^9$, donc

$$\frac{\Delta r}{r} \# 1{,}5.10^{-2}.$$

La hauteur de mélange est petite devant le rayon de l'étoile. *Nous pourrons décrire schématiquement l'étoile par une couche d'hydrogène* flottant *à la surface d'un noyau d'éléments lourds.*

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Expression générale des opérateurs fondamentaux attachés à un système formé de deux corpuscules de Dirac.* Note [1] de M^lle **Jeannine Viard.**

1. Comme application de la Mécanique ondulatoire relativiste des systèmes qu'il a édifiée, M. Jean-Louis Destouches a étudié le cas particulier d'un système formé de deux corpuscules de Dirac, et il a indiqué une solution particulière pour les opérateurs fondamentaux attachés à ce système [2]. M. Destouches s'est en effet borné à envisager le cas où les opérateurs $\mathfrak{A}^{(i)}$ et $\mathfrak{B}^{(i)}$ qui s'introduisent dans sa généralisation de la transformation de Lorentz sont égaux; or une telle restriction sur les opérateurs $\mathfrak{A}^{(i)}$ et $\mathfrak{B}^{(i)}$ n'est nullement imposée par la théorie. C'est pourquoi il nous a paru intéressant de rechercher la forme la plus générale des opérateurs attachés au système, cette forme pouvant avoir une influence sur l'expression de l'opérateur d'interaction.

2. Dans le cas d'un système formé de deux électrons, les opérateurs $\mathbf{T}_\mu^+$ et $\mathbf{T}_\mu$, associés à un changement de repère défini par une transformation de Lorentz simple infinitésimale, doivent satisfaire au système d'équations

$$\mathbf{T}_\mu^+\mathbf{a}_\nu^i - \mathbf{a}_\nu^i\mathbf{T}_\mu = 0, \qquad \mathbf{T}_\mu^+\sum_i \mathbf{c}^i - \sum_i \mathbf{c}^i\mathbf{T}_\mu = 0, \qquad \mathbf{T}_\mu^+\mathbf{a}_\mu^i - \mathbf{a}_\mu^i\mathbf{T}_\mu = \mathfrak{B}^{(i)},$$

$$\mathbf{T}_\mu^+ - \mathbf{T}_\mu = \sum_i \mathbf{a}_\mu^i\,\mathfrak{A}^{(i)}.$$

---

(1) Séance du 3 janvier 1945.

(2) J.-L. Destouches, *Principes fondamentaux de Physique théorique*, 3, Paris, 1942.

Si de plus l'on pose $\mathbf{T}_\mu(1, 2) = \mathbf{T}_\mu(2, 1)$ et $\mathbf{T}^+_\mu(1, 2) = \mathbf{T}^+_\mu(2, 1)$, condition qui tient compte du fait que les deux électrons sont deux corpuscules indiscernables qui jouent dans le système des rôles identiques, on obtient pour expression la plus générale de $\mathbf{T}_\mu$ et $\mathbf{T}^+_\mu$

$$\begin{aligned}\mathbf{T}_\mu = {} & t_0 + t_1(\mathbf{a}^1_\mu \mathbf{S}^1_{sy} + \mathbf{a}^2_\mu \mathbf{S}^2_{sy} + \mathbf{a}^2_\mu \mathbf{S}^1_{sy} + \mathbf{a}^1_\mu \mathbf{S}^2_{sy}) + t_2(\mathbf{a}^1_\nu \mathbf{a}^1_\lambda \mathbf{S}^1_{sy} + \mathbf{a}^2_\nu \mathbf{a}^2_\lambda \mathbf{S}^2_{sy}) \\ & + t_3(\mathbf{a}^1_\nu \mathbf{a}^1_\lambda \mathbf{a}^2_5 + \mathbf{a}^2_\nu \mathbf{a}^2_\lambda \mathbf{a}^1_5 + \mathbf{a}^1_1 \mathbf{a}^1_2 \mathbf{a}^1_3 \mathbf{a}^2_\nu \mathbf{a}^2_\lambda \mathbf{S}^2_{sy} + \mathbf{a}^2_1 \mathbf{a}^2_2 \mathbf{a}^2_3 \mathbf{a}^1_\nu \mathbf{a}^1_\lambda \mathbf{S}^1_{sy}) + t_4(\mathbf{a}^1_\mu \mathbf{a}^2_5 + \mathbf{a}^1_5 \mathbf{a}^2_\mu), \\ \mathbf{T}^+_\mu = {} & t_0 + t_1(\mathbf{a}^1_\mu \mathbf{S}^1_{sy} + \mathbf{a}^2_\mu \mathbf{S}^2_{sy}) - t_1(\mathbf{S}^1_{sy} \mathbf{a}^2_\mu + \mathbf{a}^1_\mu \mathbf{S}^2_{sy}) + t_2(\mathbf{a}^1_\nu \mathbf{a}^1_\lambda \mathbf{S}^1_{sy} + \mathbf{a}^2_\nu \mathbf{a}^2_\lambda \mathbf{S}^2_{sy}) \\ & + t_3(\mathbf{a}^1_1 \mathbf{a}^1_2 \mathbf{a}^1_3 \mathbf{a}^2_\nu \mathbf{a}^2_\lambda \mathbf{S}^2_{sy} + \mathbf{a}^2_1 \mathbf{a}^2_2 \mathbf{a}^2_3 \mathbf{a}^1_\nu \mathbf{a}^1_\lambda \mathbf{S}^1_{sy}) - t_3(\mathbf{a}^1_\nu \mathbf{a}^1_\lambda \mathbf{a}^2_5 + \mathbf{a}^2_\lambda \mathbf{a}^1_5) - t_4(\mathbf{a}^1_\mu \mathbf{a}^2_5 + \mathbf{a}^1_5 \mathbf{a}^2_\mu),\end{aligned}$$

où les constantes $t_m$ sont indéterminées.

3. Le système d'équations précédent nous détermine aussi les formes des opérateurs $\mathfrak{A}^{(i)}$ et $\mathfrak{B}^{(i)}$; on trouve

$$\mathfrak{B}^{(i)} = -2t_1(\mathbf{S}^i_{sy} + \mathbf{S}^i_{sy}) - 2t_2 \mathbf{a}^i_5 - 2t_3(\mathbf{a}^i_1 \mathbf{a}^i_2 \mathbf{a}^i_3 \mathbf{a}^i_5 + \mathbf{a}^i_1 \mathbf{a}^i_2 \mathbf{a}^i_3 \mathbf{a}^i_5) - 2t_4 \mathbf{a}^i_5.$$

Pour $\mathfrak{A}^{(i)}$ on trouve un développement assez long suivant une base de 31 termes, les éléments de la base étant non pas des monomes, mais des sommes de monomes; les seuls éléments apparaissant sous forme de monomes sont les termes $\mathbf{a}^i_1 \mathbf{a}^i_2 \mathbf{a}^i_3 \mathbf{a}^i_5$, $\mathbf{a}^i_5$ et $\mathbf{S}^i_{sy}$ qui figurent aussi dans $\mathfrak{B}^{(i)}$. $\mathfrak{A}^{(i)}$ est de la forme

$$\mathfrak{A}^{(i)} = -(\Lambda_1 + 2t_3)\mathbf{a}^i_1 \mathbf{a}^i_2 \mathbf{a}^i_3 \mathbf{a}^i_5 + (\Lambda_2 - 2t_1)\mathbf{a}^i_5 - (\Lambda_3 + 2t_1)\mathbf{S}^i_{sy},$$

plus des termes dont les coefficients sont des constantes indéterminées, indépendantes des $t_m$ et qui sont des sommes de monomes.

On voit sur les formes obtenues pour les opérateurs $\mathfrak{A}^{(i)}$ et $\mathfrak{B}^{(i)}$ que si l'on impose la condition supplémentaire $\mathfrak{A}^{(i)} = \mathfrak{B}^{(i)}$, la seule solution acceptable est alors, à une constante multiplicative près, celle donnée par M. Destouches; on a alors en effet

$$\mathfrak{A}^{(i)} = \mathfrak{B}^{(i)} = -2t_4 \mathbf{a}^i_5,$$

ce qui entraîne

$$-\mathbf{T}^+_\mu = \mathbf{T}_\mu = t_4(\mathbf{a}^1_\mu \mathbf{a}^2_5 + \mathbf{a}^1_5 \mathbf{a}^2_\mu).$$

La solution donnée par M. Destouches correspondait au cas où l'on fixe $t_4 = -(1/2)$.

4. Les opérateurs $\mathbf{T}_{\mu\nu}$ associés à une rotation et $\mathbf{S}_{sy}$ associé à un changement de sens du trièdre de référence pour un système de deux électrons, ont pour forme générale

$$\mathbf{T}_{\mu\nu} = k + \frac{1}{2}(\mathbf{a}^1_\mu \mathbf{a}^1_\nu + \mathbf{a}^2_\mu \mathbf{a}^2_\nu), \qquad \mathbf{S}_{sy} = s\mathbf{S}^1_{sy}\mathbf{S}^2_{sy}.$$

On retrouve la solution de M. Destouches si l'on fixe pour valeurs des constantes indéterminées $k$ et $s$, $k = 0$ et $s = 1$.

5. L'expression donnée par M. Slansky pour les transformations $\mathfrak{L}^{(n)}$ finies généralisant en Mécanique ondulatoire relativiste des systèmes les transformations simples de Lorentz, est à modifier dans le cas où $\mathfrak{A}^{(i)}$ est différent

de $\mathfrak{B}^{(i)}$; on obtient après intégration les formules de transformation valables dans le cas d'un système de *n* corpuscules quelconques

$$x'^{i}_{\mu} = x^{i}_{\mu} + \mathfrak{B}^{(i)} \frac{\operatorname{ch}(\mathbf{K}\xi) - 1}{\mathbf{K}^2} \sum_{j=1}^{n} \mathfrak{A}^{(j)} x^{j}_{\mu} + \mathfrak{B}^{(i)} \frac{\operatorname{sh}(\mathbf{K}\xi)}{\mathbf{K}} ct,$$

$$ct' = \operatorname{ch}(\mathbf{K}\xi)\, ct + \frac{\operatorname{sh}(\mathbf{K}\xi)}{\mathbf{K}} \sum_{j=1}^{n} \mathfrak{A}^{(j)} x^{j}_{\mu},$$

où $\mathbf{K} = \sum_{i=1}^{n} \mathfrak{A}^{(i)} \mathfrak{B}^{(i)}$. Si dans ces formules on fait $\mathfrak{A}^{(i)}$ et $\mathfrak{B}^{(i)}$ égaux et si l'on tient compte que dans ce cas $\mathfrak{A}^{(i)}$ et $\mathbf{K}$ commutent, on retrouve bien les formules données par Serge Slansky ([3]).

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Cavités électromagnétiques oscillantes semi-transparentes.* Note ([1]) de M. **Théo Kahan.**

Nous définissons la cavité électromagnétique semi-transparente comme une cavité pratiquée dans un corps conducteur et munie d'une paroi ou d'une portion de paroi semi-transparente, c'est-à-dire laissant passer une partie de l'onde incidente et réfléchissant l'autre.

Une telle paroi semi-transparente peut être constituée, entre autres, par une couche métallique mince déposée sur un support diélectrique, tel qu'un disque de verre ou de styroflexe à faibles pertes diélectriques; toute onde frappant une telle paroi est en partie réfléchie et en partie transmise.

Ceci posé, on sait qu'un guide d'onde diélectrique constitué par un tuyau conducteur transmettant dans son intérieur des ondes hyperfréquences (ondes électromagnétiques de l'ordre du décimètre), doit être terminé, à l'extrémité réceptrice, par une impédance égale à son impédance caractéristique, pour éviter l'établissement d'un système d'ondes stationnaires dû à la superposition de l'onde incidente et de l'onde réfléchie, et afin de rendre maxima la puissance reçue à l'extrémité réceptrice.

La méthode et le dispositif qui font l'objet de la présente Note et que nous avons expérimentés avec succès, consistent à disposer, à l'extrémité réceptrice d'un tel guide diélectrique, une cavité résonante semi-transparente. Cette cavité semi-transparente est constituée, dans le cas d'un guide cylindrique circulaire droit par exemple, par un court tronçon de tube métallique fermé d'un côté par un disque diélectrique semi-métallisé (semi-argenté ou semi-aluminé), de l'autre côté par un piston réflecteur mobile (en métal).

Lorsque cette cavité semi-transparente est placée sur le trajet de l'onde inci-

---

([3]) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 704.

([1]) Séance du 29 janvier 1945.

dente constituant le signal transmis, de façon que l'onde incidente pénètre dans la cavité par la paroi transparente, cette onde incidente sera en partie réfléchie par la lame semi-métallisée et renvoyée ainsi dans le guide, et en partie transmise par cette lame vers le piston réflecteur qui la réfléchit complètement. La partie réfléchie par le piston retraverse la lame semi-métallisée et interfère avec la partie de l'onde incidente réfléchie par ladite lame. En choisissant judicieusement l'épaisseur de la couche métallique constituant la paroi semi-transparente et l'emplacement du piston réflecteur, on arrive à détruire, par interférence, les deux ondes réfléchies, ce qui supprime la possibilité d'établissement d'un système d'ondes stationnaires. La cavité semi-transparente joue alors le rôle de l'impédance caractéristique adaptée au guide d'onde.

Les éléments de l'impédance terminale qui viennent d'être décrits peuvent être établis par le calcul; ils peuvent l'être aussi expérimentalement en relevant, au moyen d'une sonde détectrice munie d'une antenne, le rapport des amplitudes $I_v$ et $I_n$ des courants recueillis par cette sonde, respectivement dans un nœud et dans un ventre du système d'ondes stationnaires.

La courbe représentant les variations de ce rapport en fonction de l'épaisseur de la couche de métallisation de la lame diélectrique, passe par un minimum égal à l'unité lorsque les ondes stationnaires disparaissent, c'est-à-dire lorsque l'impédance terminale constituée par la cavité oscillante semi-transparente est parfaitement adaptée à l'impédance propre du guide diélectrique.

Ces parois et cavités semi-transparentes peuvent encore recevoir d'autres applications intéressantes. Ainsi une ou plusieurs parois semi-transparentes, placées à la jonction de deux guides de diamètre différent, de manière à fermer totalement ou partiellement la section droite des guides, permettent d'adapter l'un à l'autre les deux guides, de façon à supprimer les réflexions nuisibles qui ne manquent pas de se faire sentir à la jonction (parois et cavités transformatrices).

De même une ou plusieurs parois semi-transparentes placées à la jonction d'un guide diélectrique et d'un cornet (radiateur) électromagnétique permettent, par un choix judicieux de l'épaisseur de la couche métallique et de son aire, de supprimer toutes réflexions nuisibles à la jonction, et d'adapter ainsi le cornet au guide, au point de vue de l'impédance itérative; il est également possible d'adapter ainsi l'impédance d'un cornet électromagnétique à l'espace libre dans lequel il rayonne l'énergie hyperfréquence.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Remarques sur les équations de propagation sur une ligne quelconque*. Note [1] de M. **François Raymond.**

Considérons une ligne bifilaire, ou un câble coaxial, dont les coefficients linéiques d'auto-inductance, de capacité, de résistance, et de perditance latérale sont respectivement, $l$, $c$, $r$ et $g$, fonctions de l'abscisse $x$ sur la ligne.

---

[1] Séance du 26 mars 1945.

On a souvent besoin d'étudier le fonctionnement d'une telle ligne à partir du repos au temps $t = 0$; désignant par V et I les transformées de Laplace de la différence de potentiel $v(x, t)$ et de l'intensité du courant $i(x, t)$, les équations de propagation s'écrivent alors

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{lll} \dfrac{dV}{dx} = -\alpha I, & \alpha = lp + r, & V = \displaystyle\int_0^\infty e^{-pt} v\, dt, \\ \dfrac{dI}{dx} = -\beta V, & \beta = cp + g, & I = \displaystyle\int_1^\infty e^{-pt} i\, dt. \end{array} \right.$$

On désigne par P le vecteur de composantes V et I et par M la matrice $\left(\begin{smallmatrix} & \alpha \\ \beta & \end{smallmatrix}\right)$.

Le système (1) s'écrit

$$(2) \quad dP = -M.P.\,dx.$$

Nous désirons exprimer les éléments de sortie de la ligne en fonction des éléments d'entrée, définis par $P_0$ pour $x = 0$; la théorie du quadripôle s'applique et l'on a

$$(3) \quad P = T.P_0,$$

T étant une matrice que nous calculerons.

M. Parodi a donné des expressions générales des éléments de cette matrice (2), J. Ville (3) également dans le cas où la constante de propagation $\gamma = \sqrt{\alpha\beta}$ est constante et où l'impédance itérative $Z = \sqrt{\alpha/\beta}$ varie peu (problème des irrégularités des câbles coaxiaux). L'étude des échos et trainages résultant des réflexions multiples des ondes se propageant dans les deux sens, accompagnant le cheminement d'un signal, réflexions dues aux valeurs différentes d'un point à un autre de l'impédance Z, implique un procédé de calcul mettant en évidence ces deux sortes d'ondes. C'est le principe de ce calcul que nous indiquons ci-dessous.

Les deux sens de propagation sont liés aux valeurs propres $\lambda_1$ et $\lambda_2$ de la matrice M, racines de

$$(4) \quad \lambda(I) - M = 0.$$

Soit donc $\lambda_1 = \gamma = \sqrt{\alpha\beta}$, $\lambda_2 = -\gamma$. La matrice de transformation correspondante est

$$(5) \quad C = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} z & -z \\ 1 & 1 \end{pmatrix}.$$

Soit donc Q le nouveau vecteur défini par $P = CQ$. L'équation (2) devient

$$(6) \quad \frac{dQ}{dx} = -\left[ C^{-1} \frac{dC}{dx} + C^{-1} MC \right] Q.$$

---

(2) *Comptes rendus*, **216**, 1943, pp. 876-878.

(3) *Bull. Soc. franç. Électr.*, 6e série, **4**, 1944, no **41**, pp. 228-229.

Posons $N_0 = C^{-1}MC = \begin{pmatrix} \gamma & \\ & -\gamma \end{pmatrix}$ et $N_1 = C^{-1}\dfrac{dC}{dx}$

et cherchons une solution de la forme $\Sigma Q$; (I) étant la matrice unité, on écrira

(7) $$\left[(I)\frac{d}{dx} + N_0\right]Q_1 = 0, \quad \ldots, \quad \left[(I)\frac{d}{dx} + N_0\right]Q_i = -N_1 Q_{i-1}.$$

La solution de la première est immédiate puisque $N_0$ est diagonale, elle s'écrit

(8) $$Q_1 = \begin{pmatrix} e^{-\Gamma} & \\ & e^{\Gamma} \end{pmatrix} Q_0 = \mathcal{N}_0 Q_0, \qquad \text{avec } \Gamma = \int_0^x \gamma\, dx.$$

On voit apparaître deux ondes se propageant en sens contraires avec la constante de propagation moyenne définie par $\gamma_m = 1/x \int_0^x \gamma\, dx$.

La résolution des autres équations s'effectue par la méthode de variation des constantes (*ici* $Q_0$), et l'on a

$$Q_i = \mathcal{N}_0 Q'_i \qquad \text{et} \qquad Q'_i = \int_0^x \mathcal{N}_0^{-1} M, \mathcal{N}_0 Q'_{i-1}\, dx.$$

Finalement en posant $\mathfrak{M} = \mathcal{N}_0^{-1} N_1 \mathcal{N}_0$, la matrice T prend la forme

(9) $$T = C_x \mathcal{N}_0 \left[(I) - \int_0^x \mathfrak{M}\, dx + \int_0^x \mathfrak{M}\, dx \int_0^x \mathfrak{M}\, dx - \int_0^x \mathfrak{M}\, dx \int_0^x \mathfrak{M}\, dx \int_0^x \mathfrak{M}\, dx + \ldots\right] C_0^{-1},$$

où $C_x$ est la valeur prise par la matrice C au point $x$, et $C_0$ sa valeur au point $x = 0$.

Le développement de cette formule ne souffre pas de difficultés.

Les calculs se simplifient en supposant $\gamma = \text{const.}$ le long de la ligne, et l'on aboutit à des relations analogues à celles de J. Ville [4].

---

([4]) Si l'on cherche une solution $P = \Sigma P_i$ de l'équation (3) et que l'on résout selon le mécanisme

$$\frac{dP_i}{dx} = -MP_{i-1},$$

on a

$$P = P_0 - \int_0^x MP_0\, dx + \int_0^x M\, dx \int_0^x MP_0\, dx - \int_0^x M\, dx \int_0^x M\, dx \int_0^x MP_0 + \ldots,$$

qui développée donne immédiatement les relations de Parodi, en fonction d'intégrations successives sur $\alpha$ et $\beta$.

Le premier terme de (9) est la matrice suivante :

$$(10)\qquad \begin{pmatrix} \dfrac{Z}{Z_0}\,\mathrm{ch}\,\Gamma & -\mathrm{sh}\,\Gamma \\ -\dfrac{1}{Z_0}\,\mathrm{sh}\,\Gamma & \mathrm{ch}\,\Gamma \end{pmatrix}$$

laquelle, si $Z \sim Z_0$, est exactement celle d'une ligne uniforme ($\alpha = \text{const.}$, $\beta = \text{const.}$).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse et cyclisation de l'artémisiacétone.* Note [1] de MM. **Jean Colonge** et **Pierre Dumont**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'artémisiacétone, composé terpénique aliphatique à enchaînements isopréniques irrégulièrement distribués, a été isolée de l'essence d'*Artemisia annua* [2]; c'est la *triméthyl*-2.5.5 *heptadiène*-1.6 *one*-4 (I); sa constitution fut établie par voie analytique [3] et confirmée plus tard par la synthèse de son dérivé tétrahydrogéné [4]. Restait à faire la synthèse de l'artémisiacétone elle-même, cétone β-β′-diéthylénique; celle-ci a été réalisée en traitant l'isobutylène par le chlorure de l'acide diméthylvinylacétique en présence de petites quantités de chlorure stannique, selon la technique décrite par l'un de nous [5] à propos de la préparation des cétones monoéthyléniques.

Cependant, au lieu du mélange normalement attendu d'artémisiacétone (I) et d'isoartémisiacétone (II), la condensation précédente a fourni un mélange de la première cétone et d'un isomère cyclanique, la *triméthyl*-1.4.4 *cycloheptène*-5 *one*-3 (III). Les deux cétones peuvent être séparées grâce aux vitesses de formation très différentes de leurs semicarbazones et elles sont obtenues pures par hydrolyse de ces dernières.

En outre, l'artémisiacétone peut être isomérisée en triméthyl-1.4.4 cycloheptène-5 one-3 par le réactif de Grignard et Tchéoufaki (60 % d'acide acétique cristallisable et 40 % d'acide sulfurique concentré). Cette propriété est liée à la position des deux liaisons éthyléniques, position 1.6, et nous avons reconnu que cette aptitude à la cyclisation est commune à toutes les cétones aliphatiques (et sans doute de toutes les séries) β.β′-diéthyléniques.

La constitution de la cétone cyclique (III) a été établie de la façon suivante :

1° l'oxydation permanganique conduit à de l'acide diméthylmalonique;

2° par hydrogénation catalytique sur nickel Raney, on obtient la *trimé-*

---

(1) Séance du 12 mars 1945.

(2) Asahina et Joshitomi, *Bericht von Schimmel und C°*, Leipzig, 1918, p. 6.

(3) Asahina et Takagi, *Journ. Pharm. Soc. Japan*, 464, 1920, pp. 837 à 864.

(4) Ruzicka, Reichstein et Pulver, *Helv. Chim. Acta*, 19, 1936, p. 646.

(5) J. Colonge et Mostafavi, *Bull. Soc. Chim.*, 6, 1939, p. 339.

*thyl*-1.4.4 cycloheptanone-3 (IV); ceci prouve que les carbones éthyléniques ne portent pas de substitutions hydrocarbonées;

3° l'oxydation de la triméthylcycloheptanone, par l'acide nitrique ou par le permanganate de potassium, conduit à un acide pimélique substitué : le *triméthyl*-2.2.6 *heptanedioïque* (V) dont la structure est prouvée par sa transformation en *triméthyl*-1.3.3 *cyclohexanone*-2 (VI) déjà connue et identifiée par sa semicarbazone.

Pour compléter notre étude, nous avons fait la synthèse d'une dihydroisoartémisiacétone, la *triméthyl*-2.5.5 *heptène-2 one-4* (VII), par action du chlorure de l'acide α-α-diméthylbutyrique sur l'isobutylène, en présence de petites quantités de chlorure stannique.

$$CH_2{=}CH{-}C(CH_3)_2{-}CO{-}CH_2{-}C(CH_3){=}CH_2 \quad (I) \qquad CH_2{=}CH{-}C(CH_3)_2{-}CO{-}CH{=}C(CH_3){-}CH_3 \quad (II)$$

$$\text{(III)}:\ \overline{CH{=}CH{-}C(CH_3)_2{-}CO{-}CH_2{-}CH(CH_3){-}CH_2}{-}\quad\text{(cycle)}$$

(III) : CH—CH²—CH—CH³ ; ‖ ; CH—C(CH³)²—CO ; CH² relié à CH—CH³ et CO (cycle).

(IV) : CH²—CH²—CH—CH³ ; | ; CH²—C(CH³)²—CO ; CH² relié à CH—CH³ et CO (cycle).

(VI) : cycle CH² , H²C, H²C, C(CH³)², CO, CH—CH³.

$$CH_3{-}C(CH_3)(CO_2H){-}CH_2{-}CH_2{-}CH_2{-}CH(CH_3){-}CO_2H \quad (V) \qquad CH_3{-}CH_2{-}C(CH_3)_2{-}CO{-}CH{=}C(CH_3){-}CH_3 \quad (VII)$$

*Artémisiacétone* (I), $C^{10}H^{16}O$, $É_{760}$ 182°; $d_4^{14}$ 0,882; $n_d^{14}$ 1,4699; R. M. obs. 47,80; calc. 47,46.

*Semicarbazone de l'artémisiacétone*, $C^{11}H^{19}ON^3$, F 95°-96° (alcool méthylique à 40 %);

*Triméthyl*-1.4.4 *cycloheptène*-5 *one*-3 (III), $C^{10}H^{16}O$, $É_{760}$ 199°-200°; $d_4^{17}$ 0,916; $n_d^{17}$ 1,4795; semicarbazone F 229° (xylène) (dégage en fondant une odeur de violette).

*Triméthyl*-1.4.4 *cycloheptanone*-3 (IV), $C^{10}H^{18}O$, $É_{760}$ 191°; $d_4^{14,5}$ 0,878; $n_d^{14,5}$ 1,4421; semicarbazone F 142°.

*Triméthyl*-2.2.6 *heptanedioïque* (V), $C^{10}H^{18}O^4$, F 124°-125°.

*Triméthyl*-2.5.5 *heptène*-2 *one*-4 (VII), $C^{10}H^{18}O$, $É_{760}$ 180°; $d_4^{15}$ 0,856; $n_d^{15}$ 1,4524.

GÉOLOGIE. — *Mouvements d'âge crétacé supérieur sur les bordures* SE *et* NE *du Bassin d'Alès (Gard)*. Note [1] de M. **Henry Agalède**, présentée par M. Charles Jacob.

Le bassin tertiaire d'Alès (Gard) est constitué par des sédiments lacustres ou continentaux, argilo-gréseux, conglomératiques et calcaires de l'Oligocène et de l'Éocène, qui reposent en discordance sur les marno-calcaires et les calcaires

(1) Séance du 25 septembre 1944.

du Crétacé inférieur et moyen plissés en anticlinaux et synclinaux, constituant la terminaison nord de la Garrigue nîmoise.

Dans le Sud-Est de la Feuille d'Alès au 1/80000, cette terminaison comprend du Sud au Nord les anticlinaux de Saint-Just, du Bouquet, d'Allègre et de Rochegude, ainsi que les synclinaux de Brouzet-les-Alais, Suzon, Boisson, Tharaux. Cet ensemble de structures est recouvert à l'Ouest d'une part par les sédiments de l'Éocène inférieur (Yprésien, Lutétien, Bartonien) des régions de Mons et d'Auzon et d'autre part par les sédiments de l'Oligocène inférieur (Sannoisien) dans les régions de Rochegude, Saint-Jean-de-Maruéjols, Barjac. Ces plis du Crétacé inférieur et moyen, d'orientation N-60°-O, s'ennoient ou disparaissent périclinalement sous le Bassin d'Alès, d'orientation longitudinale N-40°-E, c'est-à-dire de direction perpendiculaire à la précédente.

Le contact Tertiaire-Crétacé, dans la région de Mons, ou la disparition Ouest de l'anticlinal de Saint-Just sous les sédiments de l'Éocène inférieur, s'observe parfaitement le long de la falaise située au N-NE de Mons. Là, au-dessus des marno-calcaires du Valanginien supérieur et d'un conglomérat à éléments de l'Hauterivien inférieur, d'âge vraisemblablement crétacé supérieur, dont les pendages sont de 25°, viennent les marnes panachées et les conglomérats polygéniques de l'Éocène inférieur surmontés par les calcaires lacustres du Sannoisien inférieur dont *les pendages, discordants sur les précédents,* ne sont plus que de 10°.

Toujours dans la même région, mais au Sud-Est de Mons, au lieudit *Dumas*, sur la retombée Sud de l'anticlinal de Saint-Just, repose *horizontalement*, tantôt sur des marnes du Valanginien supérieur, tantôt sur les marno-calcaires de l'Hauterivien inférieur plissés et de mêmes pendages que précédemment, un ensemble de marnes panachées et de calcaires lacustres intercalaires (Yprésien et Lutétien) de l'Éocène inférieur.

Dans la région synclinale de Brouzet-les-Alais, des faits analogues, quoique moins nets, sont tout aussi observables. Sur le faciès Urgonien du Barrémien supérieur qui constitue l'axe de ce synclinal et dont les pendages observés sont de 25° en moyenne, reposent, avec des pendages qui ne sont plus que de 10°-15°, les marnes panachées ou rougeâtres de l'Yprésien, les calcaires lacustres du Lutétien et les conglomérats barténiens de l'Éocène inférieur de la plaine des Plans. Mais, alors que l'ensemble des pendages des calcaires du Barrémien supérieur possède une orientation générale SW pour le flanc NE et NE pour le flanc SO de ce synclinal, les pendages de l'Éocène inférieur remplissant le fond de la cuvette de Brouzet (plaine des Plans) sont *monoclinaux* et d'orientation W ou NW, c'est-à-dire totalement différents, et n'épousent pas les formes synclinales du relief crétacé. Au fond il y a une indépendance absolue, du seul point de vue tectonique, entre le Crétacé d'une part et le Tertiaire d'autre part, les pendages du Tertiaire étant, nous le répétons, perpendiculaires à ceux du Crétacé.

Au Sud du village de Brouzet-les-Alais, le faciès urgonien du Barrémien supérieur est recouvert, très localement du reste, en concordance absolue par des grès et sables cénomaniens à *Exogyra columba* et *Inoceramus cf. labiatus.* Ce lambeau de Crétacé moyen participe au régime synclinal, mais se trouve recouvert à l'Ouest par les marnes panachées *discordantes* de l'Yprésien.

Près de Boisson, sur le flanc Sud du synclinal de même nom, apparaît une bande de grès et sables cénomaniens recouverts *en concordance* par des calcaires jaunâtres du Turonien, où j'ai recueilli quelques *Ostrea flabellata* et des calcaires récifaux à *Radiolites Sauvagesi* du Coniacien, Dans cette région le contact Barrémien supérieur Cénomanien est affecté par une faille qui a pour effet, dans la région du pont d'Auzon en particulier,

de redresser à la verticale le groupe Cénomanien, Turonien, Coniacien. L'épisode terminal du Coniacien est représenté uniquement aux environs de Boisson par un petit lambeau de sables et argiles, rapporté à tort par les deux éditions de la Feuille géologique d'Alès, au Santonien.

Le Crétacé supérieur, en ses termes supérieurs, Santonien, Campanien, Maestrichtien, Danien, fait donc défaut dans la région envisagée. On peut y admettre, dès le Santonien, une émersion, suivie vers le Maestrichtien de mouvements tectoniques ayant contribué à la formation des anticlinaux et synclinaux d'âge Crétacé supérieur. Il est probable que la morphologie actuelle était préfigurée à l'aube des temps tertiaires et que les mouvements néogènes ne sont venus rajeunir qu'un vieil état de choses.

A ces mouvements horizontaux se rattachent des mouvements verticaux de même âge, tout au moins quant à leur origine première, comme la faille Mons-Auzon-Avéjan. Cet accident, qui joue tantôt dans les sédiments tertiaires (Mons-les-Fumades), tantôt entre le Tertiaire et le Crétacé (Rochegude-Saint-Privat de Champclos), tantôt dans le Crétacé (Boisson) est *un accident crétacé de même âge que les structures précédentes, repris lors des mouvements tectoniques du Néogène*.

En effet, on observe dans la région d'Huzon, les marno-calcaires de l'Hauterivien inférieurs *redressés à la verticale*, buttant par faille contre les calcaires à *Cyrena semistriata* du Sannoisien supérieur *subhorizontaux* (10-15°). Des faits du même ordre s'observent au Nord-Est des Fumades, le long du Merdanson, où, de part et d'autre de la faille, le Tertiaire et le Crétacé engagés dans celle-ci n'ont en rien le même style tectonique. Il s'agit toujours d'un Crétacé redressé à la verticale, buttant contre un Tertiaire subhorizontal.

A l'extrémité Nord-Est du Bassin d'Alès, dans la région Nord de Vagnas, M. G. Millot ([2]) a récemment cartographié, sans insister dans son texte, une faille de 150$^{m}$ de rejet *recouverte* par les calcaires à *Limnæa sublævis* du Sannoisien supérieur. Cette faille, on ne peut mieux datée, fait butter tantôt le Cénomanien-Turonien contre les calcaires urgoniens, tantôt les marnes aptiennes contre ces mêmes calcaires urgoniens.

Ces faits nous amènent à conclure que :

1° la région crétacée située au Sud-Est et au Nord-Est du bassin tertiaire d'Alès a été affectée au Crétacé supérieur par une émersion, suivie de mouvements horizontaux ayant donné naissance aux différentes structures énoncées plus haut;

2° ces mouvements étaient terminés dès l'Éocène inférieur;

---

([2]) *Terminaison Nord du Bassin d'Alès et structure du Bassin à lignites et schistes bitumeux de Vagnas*, Mémoire présenté à la Faculté des Sciences de Paris pour l'obtention du Diplôme d'Études supérieures, Paris, 1941, p. 29, 1 carte géologique.

3° ces structures, une fois formées ou durant leur formation, furent affectées de mouvements verticaux contribuant à leur morcellement.

4° cet ensemble plissé et fracturé durant le Crétacé supérieur fut repris et rajeuni au cours des mouvements orogéniques du Néogène.

MÉTÉOROLOGIE. — *Sur la structure des perturbations tropicales africaines et des perturbations atmosphériques en général.* Note (¹) de M. **Paul Queney**, présentée par M. Charles Maurain.

Dans une première étude systématique des types de temps nord-africains (*Trav. Inst. Mét. Algérie*, 3, 1943), nous avons groupé sous le nom général de *perturbations tropicales* toutes les perturbations atmosphériques qui naissent et se développent dans les sillons isobariques ou *fronts tropicaux* séparant les uns des autres les anticyclones tropicaux. L'un de ces sillons existe fréquemment, au moins en altitude, sur le continent africain au nord de l'équateur, et les perturbations correspondantes se déplacent vers l'Est ou le Nord-Est à travers le Sahara ou l'Afrique du Nord et peuvent atteindre la Méditerranée. Le développement de l'Aérologie en Afrique du Nord, à partir de 1943, nous a permis d'approfondir l'étude de ces perturbations, et voici quelques résultats auxquels nous sommes arrivé :

1° Des perturbations tropicales n'apparaissent dans le sillon africain que si ce dernier est suffisamment profond, ce qui se produit surtout aux époques froides de l'année, lorsque le sillon relie une dépression méditerranéenne stationnaire à une autre dépression établie sur l'Atlantique près des côtes africaines (dépression des Canaries); elles peuvent être isolées ou groupées en familles analogues à celles du front polaire.

2° Les perturbations peuvent être provoquées par des perturbations venant de la Mer du Nord et atteignant la Méditerranée occidentale.

3° Tout comme les perturbations des latitudes moyennes, les perturbations tropicales africaines sont caractérisées par un noyau de baisse de pression ayant sa valeur maximum à un niveau voisin de celui de la tropopause, et qui concorde avec une hausse de température dans la stratosphère, avec une baisse de température dans la haute troposphère et avec un abaissement de la tropopause (²); mais, à la différence des perturbations européennes, où la variation de pression en altitude est généralement en retard sur la variation au niveau du sol, ici elle est plutôt en avance.

4° Les perturbations sont du type orageux et ne comportent pas de systèmes nuageux de secteur chaud bien organisés; cependant, lorsqu'elles approchent du littoral nord-africain, un corps pluvieux à alto-stratus se forme dans la

---

(¹) Séance du 12 mars 1945.

(²) *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 500.

zone de baisse de pression, et sur la Méditerranée les perturbations se renforcent et prennent de plus en plus l'aspect classique des perturbations du front polaire. En été, les noyaux sont moins nets et les perturbations sont plus ou moins noyées dans un courant lent et humide de Sud-Ouest, ou contre-alizé africain.

Tous ces faits indiquent que les perturbations tropicales africaines, comme le front tropical lui-même, ont leur racine dans la haute atmosphère, et l'on peut se les représenter comme produites par des bouffées d'air chaud émises aux niveaux stratosphériques par la dépression des Canaries et entraînées par l'anticyclone saharien, tandis que le contre-alizé d'été ne serait autre qu'un courant atmosphérique continu, mais peu stable, issu d'une telle dépression équatoriale.

En généralisant, on est conduit à considérer toutes les perturbations tropicales comme engendrées par des dépressions semi-permanentes, s'établissant au-dessus des mers intertropicales, et dans l'entretien desquelles la vapeur d'eau joue probablement un rôle essentiel : cette vapeur d'eau serait d'abord amenée jusqu'au sommet de la troposphère par les courants ascendants dus à la convergence des basses couches, pénétrerait de là dans la stratosphère et maintiendrait ensuite celle-ci à une température relativement élevée par absorption d'énergie rayonnante. Chaque bouffée de cet air stratosphérique se maintiendrait ensuite chaude grâce au pouvoir absorbant de l'humidité qu'elle contient, créant ainsi une dépression, tandis que l'air troposphérique sous-jacent prendrait une température relativement basse par effet d'écran, et l'abaissement de la tropopause en résulterait; l'entretien ultérieur de la perturbation nécessiterait évidemment un apport d'humidité par le bas.

Cette théorie radiative-dynamique s'écarte nettement du concept norvégien des conflits de masses d'air troposhériques, aujourd'hui classique. Il est tentant de l'appliquer à toutes les perturbations atmosphériques et à toutes les dépressions et fronts stationnaires, y compris les deux dépressions polaires permanentes. On sait que les dépressions sont caractérisées par une forte richesse en ozone dans la stratosphère [3], et que la couche d'ozone de la stratosphère polaire est fonction de l'activité solaire [4]; cela conduit à penser que ce sont essentiellement des corpuscules émis par le Soleil, dont les éléments électrisés sont concentrés vers les régions polaires par le champ magnétique terrestre, qui constituent le rayonnement absorbé par la vapeur d'eau stratosphérique, l'absorption étant accompagnée de la production transitoire d'ozone. Cette explication est en accord avec l'idée, souvent admise, que l'activité cyclonique varie dans le même sens que l'activité solaire; elle peut rendre compte aussi de la variation annuelle de cette activité cyclonique, comme conséquence d'une

---

(3) Shaw, *Manual of Meteorology*, III, 1930, pp. 185-187.

(4) Dauvillier, *Année polaire internationale*, 1932-1933. Participation française, Paris, 1936, p. 349.

variation de l'humidité atmosphérique; enfin elle suggère qu'il doit exister une étroite relation entre les déplacements des pôles magnétiques et l'évolution des climats.

MAGNÉTISME TERRESTRE. — *Répartition des éruptions solaires en relation avec les orages magnétiques*. Note (¹) de M. **Pierre Bernard**, présentée par M. Charles Maurain.

Les correspondances relevées (²) entre les perturbations magnétiques enregistrées à Chambon-la-Forêt et certaines éruptions chromosphériques ont été de nouveau examinées au point de vue de la position des éruptions sur le disque solaire. Voici, pour les trois zones égales de 60° de longitude visibles sur le Soleil, le nombre des éruptions auxquelles a paru correspondre une perturbation magnétique :

| | 1936. | 1937. | 1938. | 1939. | 1940. | 1941. | Total. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 90°E –30°E....... | 30 | 28 | 27 | 26 | 20 | 19 | 150 |
| 30°E –30°W.... . | 26 | 55 | 56 | 44 | 31 | 37 | 249 |
| 30°W–90°W...... | 19 | 22 | 34 | 29 | 33 | 22 | 159 |

La zone centrale du Soleil intervient donc plus souvent sur les phénomènes magnétiques terrestres que les zones latérales, mais cette prédominance est moins grande qu'on aurait pu le supposer. Afin de préciser son importance relative, la statistique de toutes les éruptions relevées dans le *Bulletin of character figures of solar phenomena* a été faite suivant leurs coordonnées héliographiques. On n'a pas tenu compte de la variation annuelle de position de la Terre par rapport au plan équatorial solaire, qui est d'ailleurs de faible amplitude, car dans ce qui suit sont seules considérées les moyennes annuelles ou les moyennes de plusieurs années.

Il résulte de la première colonne du tableau ci-après, qu'on observe un plus grand nombre d'éruptions dans les 60° de la zone centrale que dans les 60° de chaque zone latérale. L'explication de cette différence est facile : à surface réelle égale, la surface apparente d'une éruption est en moyenne la moitié, dans une zone latérale, de ce qu'elle est dans la zone centrale; par suite, un certain nombre d'éruptions, qui auraient été observées au centre du Soleil, ont, dans les zones latérales, une surface inférieure à la limite de visibilité (40 millionièmes du disque solaire d'après Waldmeier, *Zeits. Astrophys.*, 16, 1938, p. 276).

(¹) Séance du 19 mai 1945.

(²) P. Bernard, *Comptes rendus*, **220**, 1945, p. 179.

| | Nombre total des éruptions. | Moy. | Efficacité annuelle. 1936. | 1937. | 1938. | 1939. | 1940. | 1941. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 90°E –30°E............. | 1203 | 12,3 | 13,8 | 11,7 | 9,1 | 11,0 | 17,7 | 18,8 |
| 30°E –30°W............ | 1704 | 14,6 | 11,1 | 14,4 | 13,1 | 12,4 | 19,9 | 25,0 |
| 30°W–90°W............ | 1126 | 14,1 | 10,4 | 9,8 | 12,5 | 12,1 | 26,6 | 26,5 |
| Rapport de la zone W à la zone E............. | – | 1,15 | 0,75 | 0,84 | 1,37 | 1,10 | 1,50 | 1,41 |

La seconde colonne du même tableau donne le pourcentage, que j'appellerai *efficacité* des éruptions qui ont été suivies d'une perturbation magnétique. Ce pourcentage n'est pas, dans la zone centrale, sensiblement supérieur à celui des zones latérales du Soleil; la différence entre la zone Ouest et la zone Est est plus frappante : les éruptions de la zone Ouest se montrent plus efficaces de 1938 à 1941, celles de la zone Est en 1936 et 1937. Les deux séries d'années avaient également montré des caractères différents à l'égard du retard présenté par les orages magnétiques sur les éruptions; ce retard, compris entre 26 et 29 heures de 1938 à 1941, a été plus long en 1936 et 1937 ([2]).

Des zones d'efficacité plus étroites peuvent-elles être identifiées sur le disque solaire? Le nombre des éruptions correspondant à des orages, pour 100 éruptions observées, a été dans chaque fuseau de 10° de longitude le suivant :

| Zone.... | 90–81°E. | 80–71°. | 70–61°. | 60–51°. | 50–41°. | 40–31°. | 30–21°. | 20–11°E. | 10°E–0°. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Efficacité.... | 12,7 | 11,8 | 11,8 | 11,3 | 14,8 | 11,9 | 12,6 | 13,8 | 18,7 |
| Zone.... | 0–10°W. | 11–20°W. | 21–30°. | 31–40°. | 41–50°. | 51–60°. | 61–70°. | 71–80°. | 81–90°W. |
| Efficacité.... | 15,5 | 11,7 | 15,0 | 14,6 | 15,4 | 12,3 | 14,6 | 14,0 | 13,8 |

Un maximum accentué existe pour les 10° de longitude Est voisins du méridien central, mais il n'apparaît dans les résultats année par année qu'en 1937 et 1938, années du maximum de l'activité solaire.

La répartition en latitude présente des caractères différents de la répartition en longitude, presque toutes les éruptions se produisant entre les parallèles de 30°N et 30°S; de plus, leur latitude moyenne présente une décroissance régulière au cours du cycle solaire. Voici tout d'abord, pour chacun des hémisphères et pour chaque année, l'efficacité des éruptions vis-à-vis des perturbations magnétiques.

| | 1936. | 1937. | 1938. | 1939. | 1940. | 1941. |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Hémisphère N.... | 8,4 | 11,4 | 10,8 | 12,9 | 23,6 | 22,8 |
| » S..... | 15,0 | 14,3 | 12,8 | 11,1 | 19,3 | 24,0 |
| Rapport S/N...... | 1,79 | 1,23 | 1,18 | 0,86 | 0,82 | 1,05 |

On constate encore une variation systématique avec le temps de l'efficacité relative des éruptions de chaque hémisphère. D'autre part, la latitude des éruptions n'intervient pas. Voici en effet la moyenne pour les 6 années de

l'efficacité annuelle de chaque zone de 10° de latitude, relativement à la moyenne de l'année.

| Latitude | >25°N. | 16-25°N. | 6-15°N. | 5°N-5°S. | 6-15°S. | 16-25°S. | >25°S |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Efficacités | 1,16 | 0,91 | 0,91 | 1,02 | 0,90 | 1,17 | 1,30 |
| Nb. d'éruptions efficaces | 25 | 90 | 156 | 35 | 129 | 100 | 22 |

Ce n'est donc pas pour les éruptions les plus voisines de l'équateur solaire que l'efficacité se montre statistiquement la plus grande; elle est à peu près la même dans les zones où les éruptions ont été les plus fréquentes, sauf pour la zone de 16 à 25°S qui a été fortement influencée par les résultats des deux premières années 1936 et 1937.

En résumé, si les phénomènes éruptifs de la zone centrale du disque solaire ont sur le magnétisme terrestre un effet prépondérant en raison de leur plus grande fréquence et de leur plus grande étendue apparentes, il semble bien qu'en dehors de cette influence purement géométrique, aucune position privilégiée *permanente* n'existe sur le Soleil au point de vue de la relation des éruptions avec les perturbations du champ magnétique terrestre.

La séance est levée à 15h35m.

L. B.

---

## BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

---

### Ouvrages reçus pendant les séances de mars 1945.

*Leonhardi Euleri Opera Omnia Series prima.* Opera mathematica. Volumen quintum. *Commentationes arithmeticae.* Volumen quartum editit Rudolf Fueter. Genevæ, Orell Füssli Turici et Lipsiae B. G. Teubner Lipsiae et Berolini, MCMXLIV; 1 vol. 29cm.

*Le charbon. Son histoire. Son destin,* par Eugène Schneider. Paris, Librairie Plon, 1945; 1 vol. 23cm.

*Les aspects intuitifs de la mathématique,* par Georges Bouligand, in *L'Avenir de la science.* Nouvelle série, n° 2. Paris, Gallimard, 1944; 1 vol. 23cm.

*Nouvelles observations sur les fulgurites du Sahara* (d'après les collections recueillies par F. Jacquet), par Alfred Lacroix. Extrait du *Bulletin* n° 6 *du Service des Mines de l'A. O. F.* Dakar, 1942; 1 fasc. 27cm,5.

*Annuaire pour l'an* 1945, publié par le Bureau des Longitudes. Paris, Gauthier-Villars, 1945; 1 vol. 18cm,5.

Sciences d'aujourd'hui. *Ondes, corpuscules, mécanique ondulatoire,* par Louis de Broglie. Paris, Albin Michel, 1945; 1 vol. 19cm.

*Traitement chirurgical de l'arthrite sèche de la hanche, suivi de travaux de la clinique orthopédique de la Faculté de Lyon,* par Louis Tavernier et Ch. Godinot. Paris, Masson et Cie, 1945; 1 vol. 24cm,5.